SÉRIE A
N° D'ORDRE : 969

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Paul GIROD

PREMIÈRE THÈSE

Spectre de mobilité des petits ions radioactifs

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Formations d'agglomérats dans les gaz

Soutenues le 10 novembre 1965 devant la Commission d'examen

MM. BRICARD — Président

BOUISSIÈRES, BLANC, PRADEL — Examinateurs

SÉRIE A
N° D'ORDRE : 969

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Paul GIROD

PREMIÈRE THÈSE

Spectre de mobilité des petits ions radioactifs

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Formations d'agglomérats dans les gaz

Soutenues le 10 novembre 1965 devant la Commission d'examen

MM.	BRICARD	Président
	BOUISSIÈRES	Examinateurs
	BLANC	
	PRADEL	

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen..... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale.
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith. & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristalo.
	MATHIEU J. P	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo. compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo & cristal
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie

UNIV. LEIDEN BIBL.

	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim.(Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho-physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)
	LURGAT	Physique
	RIGAUDY	Chimie S.P.C.N.
	SIGWALT	Chimie S.P.C.N.
	FOURNET	Electricité générale
	COLLONGUES	Chimie C.P.E.N.
	DUBERT	Biochimie
	LAVOREL	Biologie physico-chimique
	MOREL F.	Physiologie comparée
	TALBOT	Génétique chimique
Mme	NOUGAREDE	Botanique
	FRANCOIS	Zoologie
	IVANOFF	Océanographie physique
	CADIOT	Chimie organique
	BARUCH	Physique propédeutique
	NOZIERES	Physique générale
	BOK	Physique propédeutique
	SLONIMSKI	Génétique

Secrétaire général ... R. POULAIN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534911_0111

Le désir d'acquérir est sans doute une chose ordinaire et naturelle, et quiconque s'y livre, quand il en a les moyens, en est plutôt loué que blâmé : mais en former le dessein sans pouvoir l'exécuter, c'est encourir le blâme et commettre une erreur.

MACHIAVEL, Le Prince

Ce travail a été effectué sous la direction de Monsieur le Professeur BRICARD. Je l'en remercie respectueusement.

Il a été entrepris dans le cadre d'une collaboration entre le Commissariat à l'Energie Atomique et le Laboratoire de Physique des Nuages et d'Electricité Atmosphérique de l'Institut d'Optique.

Je remercie Monsieur PRADEL, Chef de Service au C.E.A., qui m'a permis d'effectuer mes recherches dans ses laboratoires de Fontenay-aux-Roses, ainsi que les Ingénieurs et Techniciens du Service Technique d'Etudes de Protection pour l'aide qu'ils ont bien voulu me prodiguer.

Je remercie Messieurs les Professeurs BOUISSIERES et BLANC d'avoir bien voulu accepter de participer au Jury de cette thèse.

Enfin, je remercie Messieurs MADELAINE et RENOUX pour les discussions que nous avons eues au sujet de ce travail.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	9
I - DEFINITIONS	10
1 - Les ions atmosphériques	10
2 - Les ions radioactifs naturels	11
II - ETUDE DE L'APPAREIL DE CAPTATION	13
1 - Détermination de la fonction de répartition	14
2 - Répartition des vitesses dans l'appareil	17
3 - Montage expérimental	19
4 - Les plaques nucléaires	20
5 - Pouvoir de résolution	21
6 - Bruit de fond	21
7 - Précision	24
III - EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	25
1 - Statistique de comptage des traces α	25
2 - Cas des ions radioactifs atmosphériques	27
IV - MESURES EFFECTUEES AVEC L'APPAREIL	29
1 - Mesures de mobilités des petits ions Ra A	30
a) Particularité du bruit de fond	32
b) Nature de ces petits ions	33
2 - Mesures de mobilités des petits ions issus du thoron	33
3 - Le spectre de mobilité des petits ions radioactifs vérifie la loi de recombinaison	36
4 - Proportion de petits ions par rapport aux gros ions dans le cas du radon et du thoron	36
5 - Durée moyenne de vie des petits ions radioactifs primaires	39
V - EXPLICATION THEORIQUE DES PHENOMENES OBSERVES	41
1 - Les petits ions primaires radioactifs	42
2 - Les petits ions secondaires radioactifs	45
CONCLUSION	46
BIBLIOGRAPHIE	47

INTRODUCTION

Le but de ce travail est de déterminer le spectre de mobilité des petits ions radioactifs naturels.

On a construit un spectrographe d'ions radioactifs dont on étudie dans une première partie les caractéristiques. Dans une seconde partie, on s'intéresse à l'exploitation des résultats expérimentaux que l'on peut obtenir avec cet appareil.

On détermine ensuite le spectre de mobilité des petits ions radioactifs pour les descendants du radon et du thoron respectivement. Ce spectre nous permet de vérifier la loi de recombinaison et de déterminer la durée de vie des petits ions radioactifs primaires.

Enfin, dans une dernière partie, on compare les résultats obtenus avec ceux de la théorie de LANGEVIN.

I - DÉFINITIONS

1 - LES IONS ATMOSPHERIQUES

L'air atmosphérique contient des petits ions. Ce sont des molécules ou des groupes moléculaires qui ont perdu ou gagné un électron par l'action des radiations ionisantes qui proviennent des éléments radioactifs ou des rayons cosmiques.

Ces petits ions ayant une dimension voisine de la molécule, c'est-à-dire de l'ordre de quelque 10^{-8} cm, mais mal déterminée, on préfère les définir par leur mobilité qui est la vitesse que prend un ion lorsqu'il est soumis à un champ électrique de 1 Volt/cm. On écrit la relation :

$$v = kE$$

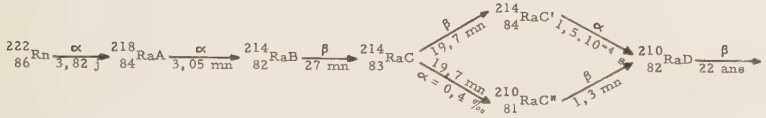
où v est la vitesse en cm/s
E le champ électrique en Volt/cm
k la mobilité qui s'exprime donc en $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$

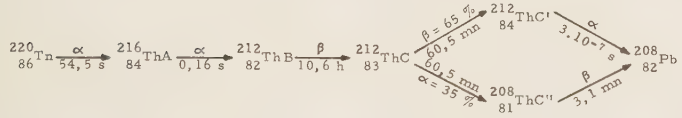
D'après LOEB (1), qui résume et discute les résultats obtenus par de nombreux auteurs, les ions positifs qui ont une mobilité de 2,8 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$, se forment d'abord, puis apparaissent les ions négatifs de mobilité mal définie. Au bout d'un temps assez court (inférieur à la seconde) leurs mobilités chutent à 1,4 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ pour les positifs et à 1,9 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ pour les négatifs.

Ces petits ions se recombinent entre eux ou se fixent sur des particules plus grosses (de 10^{-6} à 10^{-5} cm) que l'on appelle noyaux de condensation et qui sont au nombre d'environ 100 000/cm^3.

2 - LES IONS RADIOACTIFS NATURELS

Dans la troposphère les principales sources de radioactivité naturelle sont le radon, le thoron et leurs produits de désintégration. Les schémas de désintégration sont les suivants :





Les produits de désintégration de ces éléments qui sont des solides, se recombinent avec les noyaux de condensation atmosphériques, qui deviennent ainsi des noyaux de condensation radioactifs. Ces noyaux de condensation ont été étudiés successivement par A. RENOUX (2) et G. MADELAINE (3) avec des capteurs de Zeleny. Ces tubes de Zeleny, qui ont l'avantage d'être d'une grande facilité d'emploi, ne permettent pas l'établissement direct d'un spectre de mobilité des ions.

Le spectrographe d'ion radioactif dont nous nous servons, qui est une variante d'un montage utilisé par ERIKSON (4) et YUNKER (5), permet de déterminer directement en fonction de la mobilité k, la fonction de répartition des petits ions radioactifs de l'air, soit la fonction $f(k) = dn_k/dk$, dans laquelle dn_k représente le nombre d'ions présents par unité de volume d'air dont la mobilité est comprise entre k et k + dk.

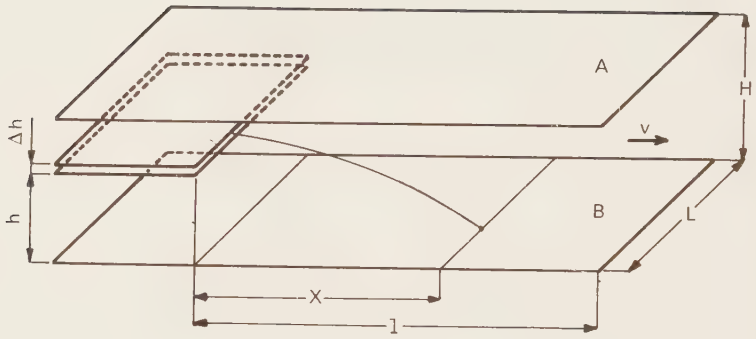


figure 1

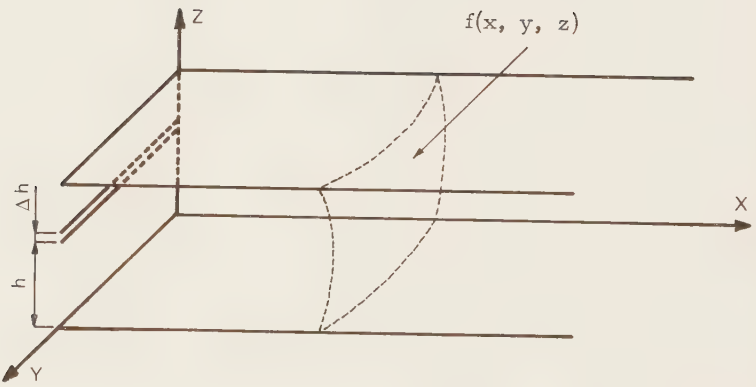


figure 2

II - ÉTUDE DE L'APPAREIL DE CAPTATION

DESCRIPTION SCHEMATIQUE DE L'APPAREIL

Il est constitué par deux plateaux A et B de longueur l, de largeur L, espacés d'une distance H, portés à des potentiels V_A et V_B par rapport à la terre (figure 1). L'air chargé de particules pénètre dans toute la section d'entrée rectangulaire du tube, mais on s'arrange (par un artifice dû à YUNKER (5) qui sera décrit plus loin) pour que les ions pénètrent dans le tube par une fente de largeur Δh située à une distance h du plateau B (figure 1).

Supposons que l'ion de mobilité k ait un signe tel qu'il soit attiré par le plateau B, et que la vitesse v du courant d'air dans le tube soit uniforme. Avec les notations de la figure 2 nous écrirons, en supposant qu'il n'y ait pas de perturbations aérodynamiques sur lesquelles nous reviendrons plus loin :

$$\frac{dx}{dt} = v \qquad \frac{dz}{dt} = - \frac{k (V_A - V_B)}{H} = - \frac{kV}{H}$$

ce qui entraîne :

$$\frac{dx}{dz} = - \frac{vH}{kV}$$

Soit :

$$x = - \frac{vH}{kV} z + cte$$

à l'entrée du tube $x = 0 \quad z = h$, donc

$$x = \frac{hHv}{kV} - z \frac{Hv}{kV}$$

L'abscisse X de dépôt de l'ion est obtenue en faisant $z = 0$. Soit :

(1) $$X = \frac{hHv}{kV}$$

1 - DETERMINATION DE LA FONCTION DE REPARTITION

D'après (1) nous pouvons écrire :

$$f(k) = \frac{dn_k}{dk} = \frac{dn_k}{dX}\,\frac{dX}{dk} = \frac{dn_k}{dX}\,\frac{hHv}{Vk^2}$$

Le nombre d'ions de mobilité comprise entre k et k + dk qui pénètrent dans le tube par une fente de largeur Δh pendant le temps t est donné par :

$$dN_k = L\ \Delta h\ dn_k\ v\ t$$

On en tire la valeur de f(k) :

$$f(k) = \frac{dN_k}{dX}\,\frac{hHv}{Vk^2}\,\frac{1}{L\ v\ t\ \Delta h}$$

Posons $D_f = L\,\Delta h\,v$ (débit de l'air dans la fente). On a :

(2) $$f(k) = \frac{dN_k}{dX}\,\frac{hHv}{VD_f t}\,\frac{1}{k^2}$$

ou encore :

(3) $$f(k) = \frac{1}{D_f t}\,\frac{X}{k}\,\frac{dN_k}{dX}$$

On peut ainsi déterminer f(k) si l'on connaît la densité ionique par unité de longueur dN_k/dX sur les plateaux du tube.

Si l'intervalle dX est fini et égal à $(x_1\ x_2)$ la fonction de répartition moyenne $f(\bar{k})$ est donnée par :

(4) $$f(\bar{k}) = \frac{1}{D_f t}\,N_{x_1}^{x_2}\,\frac{\bar{x}}{\bar{k}}\,\frac{1}{x_2 - x_1}$$

expression dans laquelle :

$N_{x_1}^{x_2}$ est le nombre d'ions piégés dans l'intervalle $(x_1\ x_2)$

$\bar{x}$ l'abscisse de dépôt moyen

et $\bar{k} = \frac{hHv}{V\bar{x}}$

Essayons de déterminer le domaine de validité de la formule (4). Pour cela faisons intervenir la dispersion occasionnée par la largeur de la fente.

D'après la définition de la fontion de répartition introduite au paragraphe précédent, nous pouvons écrire :

$$dN_k = L\ v\ t\ f(k)\ dk\ dh$$

Le nombre d'ions piégés dans un intervalle $(x_1\ x_2)$ est alors :

$$N_{x_1}^{x_2} = L\ v\ t \int_{h-\frac{\Delta h}{2}}^{h+\frac{\Delta h}{2}} dh \int_{k_2}^{k_1} f(k)\ dk$$

avec $k_1 = \frac{hHv}{Vx_1}$ $\quad k_2 = \frac{hHv}{Vx_2}$

ou encore :

$$N_{x_1}^{x_2} = L\ v\ t \int_{h-\frac{\Delta h}{2}}^{h+\frac{\Delta h}{2}} dh\ (n_{k_1} - n_{k_2})$$

$$N_{x_1}^{x_2} = L\ v\ t \left[\int_{h-\frac{\Delta h}{2}}^{h+\frac{\Delta h}{2}} n_{k_1}\ dh - \int_{h-\frac{\Delta h}{2}}^{h+\frac{\Delta h}{2}} n_{k_2}\ dh \right]$$

Posons $h_1 = h - \frac{\Delta h}{2}$, $h_2 = h + \frac{\Delta h}{2}$

On a alors :

$$N_{x_1}^{x_2} = L\ v\ t \left[\int_{\frac{h_1 Hv}{Vx_1}}^{\frac{h_2 Hv}{Vx_1}} n_{k_1} \frac{Vx_1}{Hv}\ dk_1 - \int_{\frac{h_1 Hv}{Vx_2}}^{\frac{h_2 Hv}{Vx_2}} n_{k_2} \frac{Vx_2}{Hv}\ dk_2 \right]$$

Ou :

$$N_{x_1}^{x_2} = \frac{L\,V\,t}{H}\left[x_1 \int_{\frac{h_1 Hv}{Vx_1}}^{\frac{h_2 Hv}{Vx_1}} n_{k_1}\, dk_1 - x_2 \int_{\frac{h_1 Hv}{Vx_2}}^{\frac{h_2 Hv}{Vx_2}} n_{k_2}\, dk_2 \right]$$

que l'on peut écrire :

$$N_{x_1}^{x_2} = \frac{L\,V\,t}{H}\left[x_1 \left(\frac{h_2 Hv}{Vx_1} - \frac{h_1 Hv}{Vx_1}\right) \frac{1}{\frac{h_2 Hv}{Vx_1} - \frac{h_1 Hv}{Vx_1}} \int_{\frac{h_1 Hv}{Vx_1}}^{\frac{h_2 Hv}{Vx_1}} n_{k_1}\, dk_1 \right.$$

$$\left. - x_2 \left(\frac{h_2 Hv}{Vx_2} - \frac{h_1 Hv}{Vx_2}\right) \frac{1}{\frac{h_2 Hv}{Vx_2} - \frac{h_1 Hv}{Vx_2}} \int_{\frac{h_1 Hv}{Vx_2}}^{\frac{h_2 Hv}{Vx_2}} n_{k_2}\, dk_2 \right]$$

En posant :

$$\overline{n_{k_1}} = \frac{1}{\frac{h_2 Hv}{Vx_1} - \frac{h_1 Hv}{Vx_1}} \int_{\frac{h_1 Hv}{Vx_1}}^{\frac{h_2 Hv}{Vx_1}} n_{k_1}\, dk_1$$

$$\overline{n_{k_2}} = \frac{1}{\frac{h_2 Hv}{Vx_2} - \frac{h_1 Hv}{Vx_2}} \int_{\frac{h_1 Hv}{Vx_2}}^{\frac{h_2 Hv}{Vx_2}} n_{k_2}\, dk_2$$

et avec : $\frac{h_1 Hv}{Vx_2} < \bar{k}_2 < \frac{h_2 Hv}{Vx_2}$, $\frac{h_1 Hv}{Vx_1} < \bar{k}_1 < \frac{h_2 Hv}{Vx_1}$

soit encore :

$$\bar{k}_2 = \frac{\bar{h}\ Hv}{Vx_2}, \quad \bar{k}_1 = \frac{\bar{h}\ Hv}{Vx_1}, \quad h_1 < \bar{h} < h_2$$

$N_{x_1}^{x_2}$ peut se mettre sous la forme :

$$N_{x_1}^{x_2} = L\ v\ t\ \Delta h\ (\overline{n_{k_1}} - \overline{n_{k_2}})$$

Si l'intervalle $(h_1\ \ h_2)$ soit Δh est petit, on peut écrire :

$$\overline{n_{k_1}} - \overline{n_{k_2}} = f(\bar{k})\ (\bar{k}_1 - \bar{k}_2)$$

$$\text{avec}\quad \bar{k} = \frac{\bar{h} H v}{V \bar{x}} \quad \text{et} \quad \bar{x} = \sqrt{x_1\ x_2}$$

Ceci se traduit par :

$$f(\bar{k}) = \frac{1}{D_f t}\ N_{x_1}^{x_2}\ \frac{\bar{x}}{\bar{k}}\ \frac{1}{x_2 - x_1}$$

expression identique à (4), qui reste vraie quelque soit $(x_1\ x_2)$

2 - REPARTITION DES VITESSES DANS L'APPAREIL

Soient les axes de coordonnées définis comme il est indiqué sur la figure 2 et f(x, y, z) la fonction de répartition des vitesses dans le tube.

On peut écrire :

$$\frac{dx}{dt} = f(x, y, z), \frac{dz}{dt} = -\frac{kV}{H}$$

Soit, en éliminant le temps :

$$dx = -\frac{H}{Vk}\ f(x, y, z)\ dz$$

A l'état de régime permanent ou si le profil des vitesses ne se déforme pas sensiblement, la répartition des vitesses n'est fonction que de y et z seuls.

On écrira alors :

(5) $$dx = -\frac{H}{Vk}\ f(y, z)\ dz$$

Si l'on veut connaître l'abscisse X de dépôt en utilisant (5), on aura :

$$\int_0^X dx = -\frac{H}{kV} \int_h^0 f(y, z)\, dz$$

ou encore :

$$X = \frac{hH}{kV} \frac{1}{h} \int_0^h f(y, z)\, dz$$

Définissons l'abscisse X_m de dépôt moyen :

$$X_m = \frac{hH}{kV} \frac{1}{Lh} \int_0^L dy \int_0^h f(y, z)\, dz$$

Deux cas intéressants sont à considérer :

1°) $h = H$

Posons alors :

$$V_m = \frac{1}{Lh} \int_0^L dy \int_0^H f(y, z)\, dz$$

On en tire :

(6) $$X_m = \frac{H^2 v_m}{kV}$$

C'est aussi la formule (1) dans laquelle v serait la vitesse moyenne du courant d'air.

2°) $h = \frac{H}{2}$

Si la répartition des vitesses est telle que :

$$f_y\left(\frac{H}{2} + \Delta y\right) = f_y\left(\frac{H}{2} - \Delta y\right)$$

ce qui est toujours pratiquement réalisé.

Alors :

(6 bis) $$X_m = \frac{H^2 v_m}{2\,kV}$$

Donc, si le profil de vitesse ne se déforme pas sensiblement, tout se passe comme si le courant d'air était animé d'une vitesse moyenne v_m uniforme qui peut être définie par :

$$v_m = \frac{D}{H\,L}$$

où D est le débit dans le tube.

Nous avons le choix entre deux solutions. Nous optons pour la seconde parce qu'elle nous permet de capter ainsi les ions positifs et négatifs.

3 - MONTAGE EXPERIMENTAL

L'appareil est constitué par un tube à section droite rectangulaire de hauteur H = 54 mm, largeur L = 110 mm, longueur l = 1 m, dont les faces horizontales supérieure A et inférieure B (figure 1) sont métalliques, les faces latérales étant en matière isolante. Le tube est précédé par un convergent et suivi par un divergent permettant d'obtenir un profil d'écoulement non établi mais qui ne se déforme pas sensiblement. Il est parcouru par un courant d'air chargé des particules à étudier.

Les faces A et B portent des plaques photographiques nucléaires dont la surface sensible, orientée vers l'intérieur du tube, a été rendue conductrice par dépôt sous vide d'une couche de tellure suffisamment mince pour entraîner une absorption négligeable des particules α (procédé mis au point par M. DEMARCQ à l'Institut d'Optique) ; cette couche s'élimine facilement au cours du développement photographique.

Les plaques A et B sont respectivement portées à des potentiels + V/2 et - V/2 par rapport au sol, de sorte que toute particule chargée pénétrant dans le tube est attirée vers l'une ou l'autre suivant sa polarité.

Tous les ions de mobilité supérieure à $k_1 = vH^2/V1$ seront captés et fixés sur la plaque photographique, les ions de mobilité inférieure n'étant fixés que partiellement.

A l'entrée du système se trouvent disposées 18 plaques horizontales (figure 3) de longueur $l_f = 10$ cm, séparées par une distance $\Delta h = 2,2$ mm, ces plaques, ainsi que les faces A et B du tube, constituant une série de 19 fentes parallèles superposées de même épaisseur. Les deux faces de la fente médiane sont maintenues au potentiel du sol, et les suivantes sont portées à des potentiels croissant régulièrement en valeur absolue jusqu'à celui des plaques A et B. Ces fentes ont pour effet, tout en régularisant le régime aérodynamique dans le tube, de capter tous les ions de mobilité supérieure à k_1 définie ci-dessus, sauf en ce qui concerne la fente médiane qui n'en capte aucun. Les ions de mobilité inférieure à k_1, partiellement transmis et captés par A et B, constituent le bruit de fond de l'appareil.

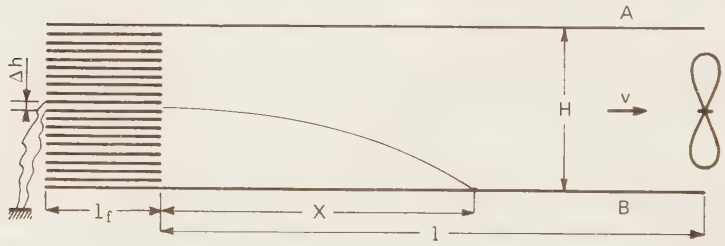


figure 3

4 - LES PLAQUES NUCLEAIRES

Les plaques nucléaires que nous utilisons sont distribuées par la Société ILFORD. L'émulsion est du type K2 dont le diamètre moyen des grains est de 0,2 μ et l'épaisseur de la couche 50 μ. Il y a intérêt à utiliser ces plaques assez rapidement après leur fabrication, car le verre qui les constitue contient certains corps émetteurs α, ce qui crée un bruit de fond parasite assez faible d'ailleurs, mais qui ne cesse d'augmenter au cours du temps.

5 - POUVOIR DE RESOLUTION

D'après la relation (1), tous les ions de mobilité k pénétrant dans la fente d'épaisseur Δh se trouvent répartis sur une bande de largeur $\Delta x_h = \Delta h\, H\, v/kV$. La diffusion turbulente lors de l'écoulement de l'air le long du tube, peut être une cause d'élargissement supplémentaire. Etant donné la durée très faible du parcours des ions piégés en régime turbulent (0,02 s), cet élargissement est négligeable, comme il sera confirmé plus loin.

D'autre part, les ions de mobilité comprise entre k et $k + \Delta k$ qui pénètrent au milieu de la fente, se trouvent étalés dans une bande de largeur $\Delta x_k = (\Delta k/k^2)(h\, H\, v/V)$.

Nous admettrons que l'on peut séparer les ions de mobilité k de ceux de mobilité $k + \Delta k$ lorsque Δk est suffisant pour que le centre de la bande Δx_k se trouve au bord de la bande Δx_h.

Il en résulte la valeur de Δk.

Soit :

$$\Delta k > k \frac{\Delta h}{h} \qquad \text{soit pour } h = H/2$$

$$\Delta k > 2\, k \frac{\Delta h}{H}$$

Cet intervalle définit le pouvoir de résolution de notre appareil, si on ne tient compte ni des erreurs de comptage ni de la turbulence.

6 - BRUIT DE FOND

Nous avons vu que la série de plaques disposée à l'entrée du tube était destinée à piéger les ions qui y pénétraient.

Mais ces plaques piègent tous les ions dont la mobilité est supérieure à une mobilité limite que nous désignerons par k^* et laissent passer une partie des ions dont la mobilité est inférieure à k^*.

Nous nous proposons alors de déterminer le "bruit de fond" qui en résulte. Soit dN_k^e le nombre d'ions de mobilités comprises entre k et $k + \Delta k$ qui pénètrent entre deux plaques

pendant le temps t. En supposant la vitesse du courant d'air uniforme, on a :

$$dN_k^e = C_k H_f$$

où C_k est un coefficient dépendant de k et H_f la distance inter-plaques.

Le nombre d'ions dN_k^p piégés s'écrit alors :

$$dN_k^p = C_k h_f$$

avec $h_f = \frac{l_f V_f k}{H_f v}$ (hauteur efficace de piégeage)

où l_f et V_f sont respectivement la longueur des plaques et la différence de potentiel entre plaques.

Le nombre d'ions transmis se traduit par :

$$dN_k^s = C_k (H_f - h_f)$$

on en déduit le coefficient de transmission :

$$T = \frac{dN_k^s}{dN_k^e} = \frac{H_f - h_f}{H_f}$$

ou encore :

$$T = 1 - \frac{l_f V_f k}{H_f^2 v}$$

soit :

(7) $$T = 1 - \frac{k}{k^*}$$

avec $T = 0$ pour $k > k^*$.

La fonction de répartition f(k) se transforme à la sortie des plaques en g(k) par la relation :

(8) $$g(k) = T f(k) = (1 - \frac{k}{k^*}) f(k)$$

avec, pour $k > k^*$:

$$g(k) = 0$$

Soit maintenant dN_k le nombre d'ions compris entre k et $k + \Delta k$, sortant des plaques dans un intervalle dh pendant le temps t. On a :

$$dN_k = L\, v\, t\, g(k)\, \Delta k\, dh$$

Considérons une valeur particulière de la mobilité, soit k. D'après la relation (1) :

$$dh = \frac{kV\,dx}{Hv}$$

Soit, d'après (8) :

$$(9) \qquad \frac{dN_k}{dx} = \frac{L\,V\,t}{H}\, k \left(1 - \frac{k}{k^*}\right) f(k)\, \Delta k$$

La densité ionique le long d'un plateau est nulle pour $k > k^*$ et constante pour $k < k^*$, à condition que :

$$k^* < \frac{H^2 v}{2Vl} \text{ soit } k^* < \frac{k_1}{2}$$

relation qui est réalisée expérimentalement.

Il en résulte que le bruit de fond est constant tout le long des plateaux pour tous les ions de mobilité $k < k^*$. Il sera nécessaire de tenir compte de ce bruit de fond qui est loin d'être négligeable.

Soit N_B le nombre d'ions dus au bruit de fond piégés dans l'intervalle $(x_1\ x_2)$ pendant un temps t.

La fonction de répartition définie en (4) s'écrit alors :

$$(10) \qquad f(\bar{k}) = \frac{1}{D_f\, t} \left(N_{x_1}^{x_2} - N_B\right) \frac{\bar{x}}{\bar{k}} \frac{1}{x_2 - x_1}$$

On peut diminuer le bruit de fond en augmentant la longueur des plaques, mais on augmente alors le phénomène de diffusion moléculaire qui devient prépondérant lorsque l'on se propose d'étudier les petits ions.

7 - PRECISION

Les erreurs sur la différence de potentiel, la vitesse d'écoulement et l'abscisse de dépôt des ions, s'ajoutent respectivement à l'erreur due à la largeur de la fente.

On obtient pratiquement :

$$\frac{\Delta k}{k} \simeq 10\ \%$$

D'autre part, l'erreur que l'on commet sur la mesure de la fonction de répartition, compte tenu du fait que l'erreur dans la mesure du bruit de fond peut être considérée comme négligeable puisque ce dernier est constant, s'écrit :

$$\frac{\Delta f(k)}{f(k)} = \frac{\Delta N_{x_1}^{x_2}}{N_{x_1}^{x_2} - N_B}$$

ou encore :

$$\frac{\Delta f(k)}{f(k)} = \frac{1}{1 - N_B/N_{x_1}^{x_2}} \quad \frac{\Delta N_{x_1}^{x_2}}{N_{x_1}^{x_2}} \qquad (11)$$

avec $\Delta N_{x_1}^{x_2} / N_{x_1}^{x_2} \simeq 5\ \%$ dans nos expériences.

III - EXPLOITATION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1 - STATISTIQUE DE COMPTAGE DES TRACES α

Les traces α observées au microscope optique peuvent être simples ou multiples.

Soient respectivement N_1, N_2 . . . N_n le nombre des ions qui émettent en un point 1α, 2α . . . $n\alpha$. Et N_1^o, N_2^o . . . N_n^o le nombre des traces simples, doubles . . . multiples d'ordre n, observées aux mêmes points.

La probabilité d'obtenir k traces α en un point dans la gélatine lorsque $n\alpha$ sont émis, est donnée par :

$$p_{nk} = \frac{C_n^k}{2^n} = \frac{n!}{2^n\, k!\, (n-k)!} \tag{12}$$

(C_n^k nombre des combinaisons de n objets pris k à k).

Où C_n^k est le nombre des cas probables et 2^n le nombre des cas possibles.

Le nombre de traces probables observées sera donc :

$$\begin{aligned}
N_1^o &= p_{11}\, N_1 + p_{21}\, N_2 + \ldots\ldots + p_{n1}\, N_n \\
N_2^o &= \qquad p_{22}\, N_2 + \ldots\ldots + p_{n2}\, N_n \\
&\vdots \qquad\qquad\qquad\qquad \vdots \\
N_n^o &= \qquad\qquad\qquad\qquad p_{nn}\, N_n
\end{aligned} \tag{13}$$

N_1, N_2 . . . N_n sont complètement déterminés si l'on connaît N_1^o, N_2^o . . . N_n^o.

Pour n = 4 on a, par exemple :

$$N_1 = 2\,N_1^\circ - 4\,N_2^\circ + 6\,N_3^\circ - 8\,N_4^\circ$$

$$N_2 = 4\,N_2^\circ - 12\,N_3^\circ + 24\,N_4^\circ$$

$$N_3 = 8\,N_3^\circ - 32\,N_4^\circ$$

$$N_4 = 16\,N_4^\circ$$

Supposons maintenant que les traces soient émises par paires. Nous aurons l'un ou l'autre des deux systèmes.

$$\begin{aligned}
N_1^\circ &= p_{21}\,N_2 + p_{41}\,N_4 + \ldots\ldots + p_{2n\,1}\,N_{2n} \\
N_3^\circ &= \quad\; p_{43}\,N_4 + \ldots\ldots + p_{2n\,3}\,N_{2n} \\
&\;\;\vdots \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \vdots \\
N_{2n-1}^\circ &= \qquad\qquad\qquad\qquad\quad p_{2n\,2n-1}\,N_{2n}
\end{aligned} \tag{14}$$

Ou :

$$\begin{aligned}
N_2^\circ &= p_{22}\,N_2 + p_{42}\,N_4 + \ldots\ldots + p_{2n\,2}\,N_{2n} \\
N_4^\circ &= \quad\; p_{44}\,N_4 + \ldots\ldots + p_{2n\,4}\,N_{2n} \\
&\;\;\vdots \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \vdots \\
N_{2n}^\circ &= \qquad\qquad\qquad\qquad\quad p_{2n\,2n}\,N_{2n}
\end{aligned} \tag{15}$$

Considérons le second qui n'est qu'un cas particulier de (13). En résolvant le système, on obtient pour 2n = 4 par exemple :

$$N_2 = 4\,N_2^o - 24\,N_4^o$$

$$N_4 = 16\,N_4^o$$

Mais, avec le premier système, on aurait obtenu :

$$N_2 = 2\,N_1^o - 2\,N_3^o$$

$$N_4 = 4\,N_3^o$$

de telle sorte que l'on a :

$$N_2 = 4\,(N_1^o - N_2^o) + 2\,N_3^o$$

$$N_4 = 4\,N_3^o$$

2 - CAS DES IONS RADIOACTIFS ATMOSPHERIQUES

a) Avec RENOUX (2) nous pouvons admettre que les petits ions radioactifs atmosphériques contiennent un atome de Ra A.

S'il en est ainsi, ces petits ions émettent un nombre pair d'alpha. La statistique de comptage des traces α obéit donc au système (15). En général, nous n'avons pas observé de traces multiples d'ordre supérieur à n = 4. De ce fait, le nombre n_1 des petits ions constitués d'un seul atome est donné par :

$$n_1 = 4\,(N_1^o - N_2^o) + 2\,N_3^o = 2\,(N_1^o - N_3^o)$$

et le nombre n_2 des petits ions constitués de deux atomes est donné par :

$$n_2 = 4\,N_3^o$$

le nombre total des petits ions étant :

$$n = 4 (N_1^\circ - N_2^\circ) + 6 N_3^\circ = 2 (N_1^\circ + N_3^\circ)$$

Ceci nous permet de déterminer le rapport n_1/n_2 qui s'écrit :

(16) $$\frac{n_1}{n_2} = \frac{N_1^\circ - N_2^\circ}{N_3^\circ} + \frac{1}{2} = \frac{N_1^\circ}{2 N_3^\circ} - \frac{1}{2}$$

b) Les gros ions responsables de l'ensemble du bruit de fond de l'appareil contiennent des atomes de Ra A, Ra B, Ra C.

A l'état de Ra A ils émettent un nombre pair d'alpha. Si l'on connaît le rapport A du nombre des gros ions contenant des atomes de Ra A au nombre des gros ions contenant des atomes de Ra B + Ra C, on peut déterminer le nombre des gros ions qui ont fixé un ou plusieurs atomes de Ra A et de même pour le Ra B + Ra C.

Pour déterminer A il suffit de calculer les quantités accumulées de Ra A, Ra B, Ra C, en fonction du temps de contact gros ions radon, soit 7 minutes dans nos expériences, lorsque seul existe le radon au temps $t = 0$; calcul dont le résultat se trouve dans les traités classiques de radioactivité, soit $A \simeq 1$.

IV - MESURES EFFECTUÉES AVEC L'APPAREIL

L'appareil décrit ci-dessus a été construit pour étudier simultanément les mobilités des ions radioactifs positifs et négatifs de mobilités comprises entre quelques $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ et $10^{-4}\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$. Mais il n'a été utilisé jusqu'ici que dans le domaine des petits ions, c'est-à-dire pour des mobilités comprises entre quelques $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ et $0,1\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$.

Les premières mesures ont été effectuées sur de l'air atmosphérique, mais les résultats n'ont pu être significatifs, le nombre d'ions étant trop faible, même après un mois de prélèvements. Pour pallier à ceci, l'air est chargé soit en radon, soit en thoron, par passage sur une source de radium ou radio-thorium. Il séjourne ensuite pendant 7 minutes dans un récipient de capacité convenable afin que le thoron éventuellement présent ait pratiquement disparu, puis il pénètre dans le système de captation décrit ci-dessus. La formation de Ra A par désintégration du radon, dont la période est suffisamment élevée, peut être négligée pendant le passage de l'air au-dessus des plaques.

La durée moyenne d'une expérience dépend de la nature des petits ions étudiés. Elle est environ d'une semaine pour une expérience sur la mesure des mobilités des petits ions Ra A et environ d'une journée pour une expérience sur la mobilité des petits ions Th B.

En opérant avec de l'air atmosphérique non filtré, nous n'avons pas réussi à mettre en évidence des petits ions radioactifs négatifs de façon appréciable.

Pour chaque mobilité, on mesure $N_{x_1}^{x_2}$ en comptant le nombre de traces dans l'intervalle $(x_1\ x_2)$ qui se trouve être la largeur du champ du microscope que nous utilisons pour les compter.

Pour déterminer dN_k/dx il faut soustraire le bruit de fond de la valeur de $N_{x_1}^{x_2}$. On obtient la fonction de répartition $f(k)$ à une constante multiplicative près, en divisant dN_k/dx par k^2.

1 - MESURES DE MOBILITES DES PETITS IONS Ra A

Le résultat de ces mesures est représenté par le tableau suivant.

Ions positifs (moyennes de 30 champs)

Mobilités	Bruit de fond		Total		$N_{x_1}^{x_2} - N_B$	
$cm^2 V^{-1} s^{-1}$	1 α	2 α	1 α	2 α	1 α	2 α
2,5			400	88	0	1
2,4			396	86	0	0
2,3			513	133	107	46
2,2			760	258	354	171
2,1			830	306	424	219
2			742	250	336	163
1,9			500	143	94	56
1,8			410	85	4	0
1,7			401	89	0	2
1,6			412	88	6	1
1,5			462	96	56	9
1,4	406	87	408	87	2	0
1,3			411	88	5	1
1,2			417	90	11	3
1,1			595	170	189	83
1			768	201	362	194
0,9			741	266	335	179
0,8			693	210	287	123
0,7			649	207	243	120
0,6			591	179	185	92
0,5			593	172	187	85
0,4			502	141	96	54
0,3			441	103	35	16
0,2			403	88	0	1

Ions négatifs

Bruit de fond : 1 trace : 223
2 traces : 49

La fonction de répartition est représentée par la figure 4, sur laquelle figurent les barres d'erreurs dues au comptage.

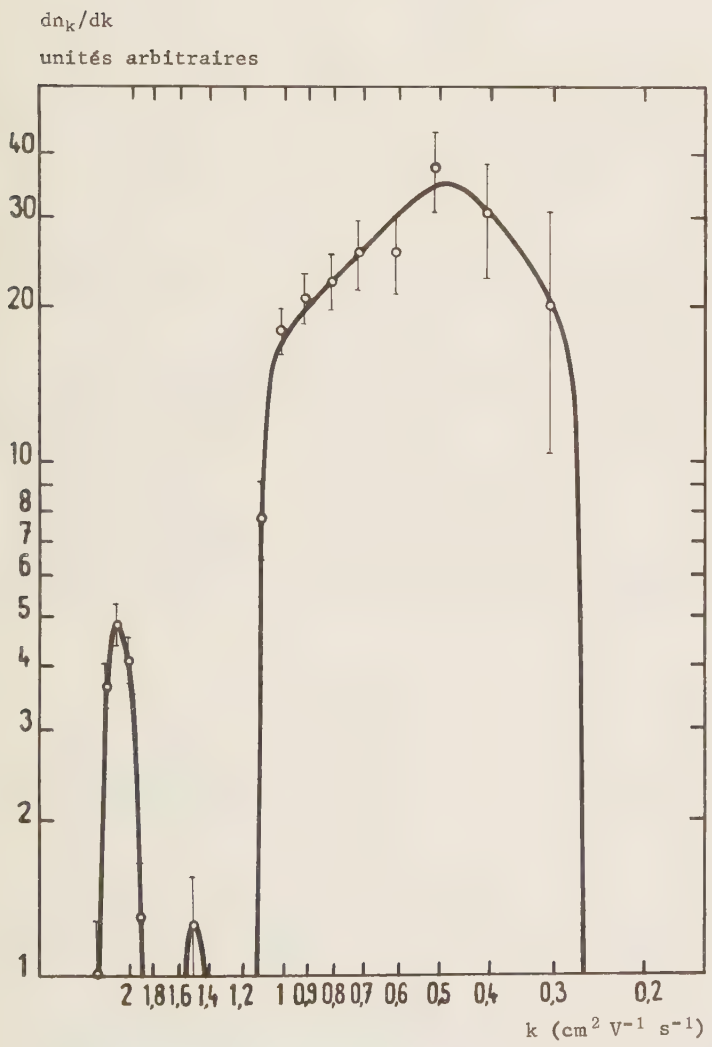


figure 4

Le spectre montre l'existence de deux catégories d'ions radioactifs distinctes, de mobilités correspondant sensiblement à celles qui ont déjà été signalées par FONTAN (6).

Les moins nombreux constituent une bande étroite centrée sur la mobilité 2,1 $cm^2 V^{-1} s^{-1}$. Nous les appellerons petits ions radioactifs primaires.

Les plus nombreux correspondent à un intervalle de mobilités comprises entre 0,3 et 1,1 $cm^2 V^{-1} s^{-1}$. On peut les attribuer à des agglomérats moléculaires formés sur les précédents. Nous les appellerons petits ions radioactifs secondaires.

En faisant varier la tension appliquée entre les plaques collectrices, on peut déplacer les bandes sur la plaque photographique sans changer la vitesse du courant d'air. On constate, aux erreurs de comptage près, que leur largeur, exprimée en mobilités, est indépendante de la tension sur toute la longueur utilisée de la plaque photographique (soit 0,25 m), ce qui signifie que les résultats des mesures sont indépendants du parcours des ions en régime turbulent, ou en d'autres termes, que la diffusion turbulente n'intervient pas sensiblement comme cause d'élargissement des bandes. On définira la limite supérieure du pouvoir de résolution de l'appareil, compte tenu des erreurs de comptage, comme la demi-largeur de la bande étroite, soit $\Delta k = 0,2$ $cm^2 V^{-1} s^{-1}$ pour $k = 2,1$ $cm^2 V^{-1} s^{-1}$. La mobilité d'un ion est ainsi définie avec une erreur qui ne dépasse pas $\Delta k/k = 10$ %.

a) Particularité du bruit de fond

Au bout d'un temps de 7 minutes, le rapport du nombre des atomes de Ra A au nombre des atomes de Ra B + Ra C est égal à l'unité.

Comme le nombre des petits ions radioactifs est faible vis-à-vis du nombre des gros ions radioactifs, on a sensiblement : le rapport A du nombre des gros ions contenant des atomes de Ra A au nombre des gros ions contenant des atomes de Ra B ou de Ra C égal à l'unité.

Soit N le nombre des gros ions radioactifs piégés sur les plaques. En supposant qu'un gros ion ne fixe qu'un seul atome, le nombre des traces uniques observées N^{o}_{1A} dues au Ra A a pour valeur :

$$N^{o}_{1A} = p_{21} N/2 = N/4$$

On obtient de même le nombre des traces doubles observées N^{o}_{2A} dues au Ra A :

$$N^{o}_{2A} = p_{22}\, N/2 = N/8$$

et pour les Ra B + Ra C :

$$N^{o}_{1\,B+C} = p_{11}\, N/2 = N/4$$

Le bruit de fond doit donc être constitué de traces simples dont le nombre est $N^{o}_{1\,Bf} = N/2$ et de traces doubles dont le nombre est $N^{o}_{2\,Bf} = N/8$.

Le nombre des traces simples doit donc être quatre fois plus grand que le nombre des traces doubles.

Ceci est vérifié (tableau précédent) si l'on compte comme trace double deux traces simples qui semblent provenir d'un même point, voisin des points de pénétration de ces deux traces, dans la gélatine.

Cette façon de procéder semble légitime, un gros ion possède en effet une dimension non négligeable et deux α émis d'un même point du gros ion doivent impressionner la gélatine suivant deux traces qui sembleront provenir d'un même point voisin des points de pénétration des α dans la gélatine.

b) Nature de ces petits ions

Le dépouillement statistique des traces (bruit de fond soustrait) montre que les petits ions sont à l'état monoatomique d'après la relation (16) puisque le nombre des traces triples est inexistant, et qu'il s'agit d'atomes de Ra A.

2 - MESURES DE MOBILITES DES PETITS IONS ISSUS DU THORON

Le résultat de ces mesures est représenté par le tableau suivant. Nous employons la même méthode par différence que pour les descendants du radon.

Ions positifs (Moyennes de 15 champs)

Mobilités	Bruit de fond	Total	$N_{x_1}^{x_2} - N_B$
$cm^2 V^{-1} s^{-1}$	1 α	1 α	1 α
2,5		490	1
2,4		482	0
2,3		510	21
2,2		548	59
2,1		563	74
2		552	63
1,9		520	31
1,8		487	0
1,7		495	6
1,6		492	3
1,5		494	5
1,4	489	491	2
1,3		493	4
1,2		499	10
1,1		435	146
1		769	280
0,9		758	269
0,8		713	224
0,7		687	198
0,6		638	149
0,5		605	116
0,4		586	97
0,3		535	46
0,2		504	15

Ions négatifs

Bruit de fond : 401

La fonction de répartition est représentée par la figure 5. Le spectre est sensiblement le même que celui obtenu avec les petits ions Ra A. Les petits ions de mobilité 2,1 $cm^2 V^{-1} s^{-1}$ sont en quantité plus faible par rapport aux autres de mobilités comprises entre 1,1 et 0,3 $cm^2 V^{-1} s^{-1}$.

Ces petits ions ne contiennent qu'un seul atome radioactif puisque le nombre des traces multiples est inexistant ; il s'agit d'atomes de Th B.

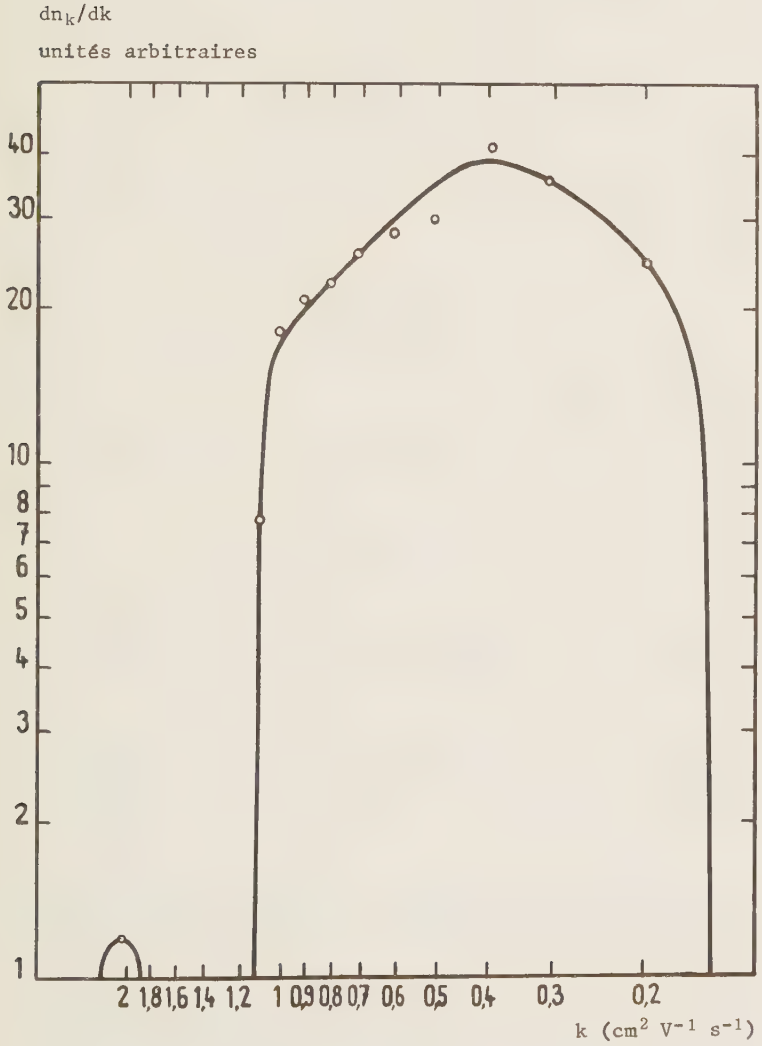


figure 5

3 - LE SPECTRE DE MOBILITE DES PETITS IONS RADIOACTIFS VERIFIE LA LOI DE RECOMBINAISON

Soit n la concentration par centimètre cube en petits ions radioactifs et N la concentration par centimètre cube en noyaux de condensation de rayon moyen R. Si Q_r est le taux de formation par centimètre cube et par seconde des petits ions radioactifs, n s'exprime par (7) :

$$(17)\quad n = \frac{Q_r}{\beta_0 N + \lambda_A} = \frac{Q_r}{4\pi DNR + \lambda_A} \quad \text{avec} \quad \beta_0 = 4\pi DR \quad (8)$$

expression dans laquelle D est le coefficient de diffusion des petits ions radioactifs et λ_A la constante radioactive du Ra A. La mobilité k se déduit du coefficient de diffusion D par la relation d'EINSTEIN :

$$\frac{k}{D} = \frac{e}{KT}$$

où e est la charge de l'électron, K la constante de Boltzmann, T la température Kelvin.

En tenant compte du fait que λ_A est négligeable par rapport à $4\pi DNR$, nous écrirons :

$$(18)\quad n = \frac{Q_r e}{4\pi KTNR}\ \frac{1}{k}$$

En présence des gros ions normaux de l'air (on utilise de l'air non filtré), la concentration par centimètre cube en petits ions radioactifs est inversement proportionnelle à la mobilité de ces mêmes petits ions.

Cette relation est vérifiée pour la bande de mobilité comprise entre les mobilités 1,1 et 0,3 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$.

4 - PROPORTION DE PETITS IONS PAR RAPPORT AUX GROS IONS DANS LE CAS DU RADON ET DU THORON

Soient n^+ et N^+ la concentration par centimètre cube en petits ions radioactifs positifs et noyaux de condensation radioactifs positifs qui pénètrent dans l'appareil.

Si $\bar{k}$ est la mobilité moyenne des petits ions radioactifs positifs et k la mobilité moyenne des noyaux de condensation radioactifs positifs, le nombre de petits ions radioactifs posi-

tifs par unité de longueur collectés en un point d'abscisse $\bar{x}$ sur les plaques pendant un temps t, s'écrit, d'après (3) :

$$(19) \qquad n_x = \frac{dn^+}{dx} = D_f t \frac{\bar{k}}{\bar{x}} f(\bar{k}) = D_f t \frac{\bar{k}}{\bar{x}} \frac{n^+}{\Delta \bar{k}}$$

où $f(\bar{k})$ est la valeur moyenne de la fonction f(k) pour les petits ions et $\Delta \bar{k}$ la largeur du spectre des petits ions secondaires. Le nombre des gros ions s'écrit, en utilisant (9) et (6 bis) :

$$N_x = \frac{dN^+}{dx} = \frac{Dt}{2\bar{x}} \frac{k}{\bar{k}} \left(1 - \frac{k}{k^*}\right) N^+$$

relation obtenue en remplaçant dans (9) f(k) Δ k par N^+ et LV/H par sa valeur tirée de (6 bis).

On peut encore écrire :

$$(20) \qquad N_x = \frac{dN^+}{dx} = \frac{Dt}{2\bar{x}} \frac{k}{\bar{k}} N^+$$

puisque $k^* \gg k$.

On obtient alors :

$$\frac{n_x}{N_x} = \frac{2 D_f}{D} \frac{\bar{k}^2}{k} \frac{n^+}{N^+} \frac{1}{\Delta \bar{k}}$$

ou encore :

$$(21) \qquad \frac{n_x}{N_x} = \frac{1}{10} \frac{\bar{k}^2}{k} \frac{n^+}{N^+} \frac{1}{\Delta \bar{k}}$$

On voit que la mesure de n_x/N_x nous donne la valeur de n^+/N^+.

Il convient d'insister ici sur le caractère très approximatif de ce calcul puisqu'il fait intervenir des mobilités moyennes mal définies.

Le rayon moyen des noyaux de condensation est environ $2,2.10^{-6}$ cm auquel correspond une mobilité de 10^{-3} $cm^2/V.s$.

a) Cas du radon

La mobilité moyenne des petits ions radioactifs issus du radon est $\bar{k} \simeq 0,7$ cm^2 V^{-1} s^{-1} et $\Delta \bar{k} \simeq 0,8$ cm^2 V^{-1} s^{-1}.

Nous avons trouvé pour $\bar{k} \simeq 0,7$ cm^2 V^{-1} s^{-1} :

$$\frac{n_x}{N_x} \sim 0,7$$

On en déduit la valeur de $n^+/N^+ \simeq 1,15.10^{-2}$.

b) Cas du thoron

La mobilité moyenne des petits ions radioactifs Th B est $\bar{k} \simeq 0,65\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ et $\Delta\bar{k} \simeq 0,9\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$.

Nous obtenons un rapport $n_x/N_x = 0,33$ pour $\bar{k} = 0,65$. Ceci nous permet de déterminer n^+/N^+, soit :

$$\frac{n^+}{N^+} \sim 7.10^{-3}$$

Essayons de rapprocher nos résultats de ceux obtenus par RENOUX. Appelons N_G^+ la concentration par centimètre cube en gros ions radioactifs positifs, particules dont le rayon est inférieur à $2,2.10^{-6}$ cm.

A partir des résultats de RENOUX (2), on détermine que $N_G^+/N^+ \simeq 35$ % et 25 % environ, dans le cas du radon et du thoron respectivement. En faisant intervenir ces derniers résultats, nous obtenons :

$$\frac{n^+}{N_G^+} \simeq 3,3\ \%\ \text{dans le cas du radon,}$$

et :

$$\frac{n^+}{N_G^+} \simeq 2,8\ \%\ \text{dans le cas du thoron.}$$

Ces résultats sont à rapprocher de ceux obtenus par RENOUX (2) (3 % et 2,5 % pour les descendants du radon et du thoron respectivement). Ils sont voisins de ceux obtenus avec des ions radioactifs atmosphériques. Ceci tient au fait que dans le cas du radon par exemple, q/N^2 est faible (8) (q taux d'ionisation, N densité en noyaux de condensation atmosphériques). Ce rapport dans nos expériences est inférieur à 2.10^{-7}. Les conditions électriques de l'atmosphère sont donc recréées et le spectre des petits ions radioactifs issus du radon doit donc bien représenter le spectre des petits ions radioactifs atmosphériques.

5 - DUREE MOYENNE DE VIE DES PETITS IONS RADIOACTIFS PRIMAIRES

Appelons :

q_p le taux de formation par centimètre cube et par seconde des petits ions radioactifs primaires

n_p la densité par centimètre cube de ces mêmes petits ions

q_s le taux de formation par centimètre cube et par seconde des petits ions radioactifs secondaires

n_s la densité par centimètre cube de ces mêmes ions

C le coefficient de recombinaison des premiers avec des molécules (dont la densité par centimètre cube est n) pour former les seconds

β le coefficient de recombinaison des petits ions radioactifs primaires sur les noyaux de condensation

N la densité par centimètre cube en noyaux de condensation.

On peut alors écrire à l'équilibre ionique, la constante de désintégration λ_A du Ra A étant négligeable par rapport à βN, comme nous l'avons vu précédemment :

$$q_p - Cn_p n - \beta n_p N = 0$$

et :

$$q_s = Cn_p n$$

La durée moyenne de vie θ_p des petits ions primaires est donnée par :

$$\theta_p = \frac{n_p}{q_p} = \frac{1}{Cn + \beta N}$$

et la durée moyenne de vie θ_s des petits ions secondaires s'écrit :

$$\theta_s = \frac{n_s}{q_s} = \frac{n_s}{Cn_p n}$$

On en déduit la valeur de θ_p en fonction de θ_s en éliminant Cn et βN, soit :

(22) $$\theta_p = \frac{\theta_s}{\frac{n_s}{n_p} + \frac{D_p}{D_s}}$$

expression dans laquelle D_p et D_s sont respectivement les coefficients de diffusion des petits ions radioactifs primaires et secondaires. Cette valeur est voisine de celle obtenue par BRICARD (9).

Pour les petits ions issus du radon, on a :

$$\frac{n_p}{n_s} \simeq 4\ \% \quad \text{et} \quad \frac{D_p}{D_s} \simeq 3$$

et, comme dans nos conditions d'expériences θ_s est voisin de 10 secondes, on en déduit :

$$\theta_p \simeq 0,4 \text{ seconde}$$

Cette valeur est très certainement une limite supérieure de la durée moyenne de vie, car nous avons considéré dans le calcul précédent que les petits ions radioactifs secondaires étaient tous positifs, or, il semble vraisemblable qu'il en existe quelques neutres ; ceci a d'ailleurs été vérifié par G. MADELAINE (10) qui a montré qu'en atmosphère dépoussiérée les positifs étaient en quantité négligeable par rapport aux neutres ; nous écrirons donc :

$$\theta_p \leqslant 0,4 \text{ seconde}$$

La durée moyenne de vie des petits ions radioactifs primaires serait donc assez courte et voisine de celle mentionnée par LOEB pour les petits ions primaires de l'atmosphère de mobilité 2,8 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ (10^{-2} à 0,5 seconde).

V - EXPLICATION THÉORIQUE DES PHÉNOMÈNES OBSERVÉS

Nous avons déterminé le spectre des petits ions radioactifs. Il nous faut maintenant montrer que ces résultats sont en bon accord avec la théorie et que la mobilité de ces ions pouvait être prévue en se basant sur la théorie de LANGEVIN.

LANGEVIN (11) a démontré que la mobilité k des ions dans un gaz obéissait à la formule suivante :

$$k = \frac{3}{16\ Y\ \sqrt{(K-1)\rho}} \sqrt{\frac{m + m_1}{m_1}} \tag{23}$$

dans laquelle 3/16 Y est une fonction qui dépend de la quantité :

$$\mu = \frac{e}{S^2} \sqrt{\frac{2\ (K-1)}{\pi\ \omega}}\ \frac{1}{(x+1)^2} \tag{24}$$

Cette fonction est représentée par la figure 6.

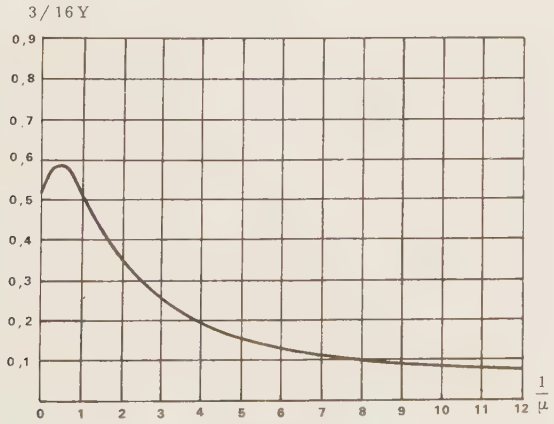


figure 6

K représente le pouvoir inducteur spécifique du gaz considéré sous la pression ω

ρ la densité du gaz

e la charge de l'électron $\simeq 4,8.10^{-10}$ cgs

S le diamètre de la molécule du gaz

x le rapport du diamètre de l'ion à celui d'une molécule

m la masse de la molécule

m_1 la masse de l'ion.

Pour l'air, nous obtenons :

$$K - 1 = 5,4.10^{-4} \qquad \rho = 1,3.10^{-3}$$

$$\omega = 10^{6} \qquad S \simeq 3,5.10^{-8} \text{ cm}$$

$$\mu = \frac{7,2}{(x+1)^2}$$

Les divers expérimentateurs qui ont mesuré la mobilité des petits ions primaires de l'air, ont montré que leur mobilité est égale à 2,8 $cm^2 V^{-1} s^{-1}$, soit encore 840 cgs. Si nous supposons que cet ion a la masse de la molécule, cette mobilité portée dans la formule de LANGEVIN donne une valeur de 3/16 Y égale à 0,5 à laquelle correspond une valeur de $\mu = 0,8$. Ceci permet de déterminer x, soit encore le diamètre de l'ion.

1 - LES PETITS IONS PRIMAIRES RADIOACTIFS

Nous avons vu que ces petits ions étaient Ra A ou Th B et à l'état monoatomique. Le diamètre moyen de ces atomes est environ égal à $3,5.10^{-8}$ cm. C'est le même que celui des molécules d'air.

La mobilité k_r des petits ions primaires radioactifs s'écrit donc d'après la loi des masses de LANGEVIN, si l'on considère que l'ion primaire atmosphérique a la même masse que celle de la molécule d'air :

$$k_r = \frac{k}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{m}{m_1}} \qquad (25)$$

expression dans laquelle k est la mobilité des petits ions primaires de l'air, m la masse de la molécule d'air, m_1 la masse du petit ion radioactif primaire.

Dans le cas du Ra A, on a :

$$m/m_1 = 29/218$$

et, dans le cas du Th B :

$$m/m_1 = 29/212$$

On en déduit :

$$k_r \simeq 2,1 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

C'est la valeur que nous avons trouvée expérimentalement. Elle est en accord avec les résultats des mesures de mobilité des ions alcalins dans l'azote effectuées par différents auteurs et indiqués par LOEB (1) (figure 7).

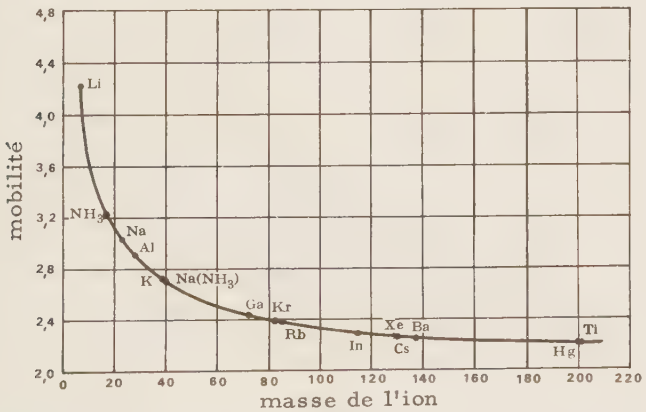


figure 7

Connaissant la mobilité k d'un ion, il est facile de déterminer son coefficient de diffusion D. D'après LANGEVIN, on obtient :

(26) $$D = \frac{3\mu}{4} \frac{k}{3/16\ Y} \frac{1}{42,7}$$

Pour les ions primaires radioactifs, nous avons $\mu = 0,8$ et $3/16\ Y = 0,5$; on obtient donc la valeur :

$$D \simeq 5,9\ cm^2\ s^{-1}$$

Cette valeur est à rapprocher de celle obtenue par ECKMANN (12) : 6 $cm^2\ s^{-1}$, et CHAMBERLAIN et DYSON (13) : 5,4 $cm^2\ s^{-1}$. Plus récemment MADELAINE (10) trouve $6 \pm 0,5\ cm^2\ s^{-1}$.

Les petits ions de mobilité 2,1 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ ne peuvent être des ions de mobilité 1,05 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ doublement chargés (on pourrait le penser puisque le rapport de leur mobilité est égal à 2) et ceci pour les raisons suivantes :

a) Pour une double charge 3/16 Y prend une valeur telle que la mobilité de ces ions serait égale à 1,65 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$.

b) D'autre part, le coefficient de diffusion de ces petits ions doublement chargés serait le même que celui des petits ions de charge unique, soit, pour une mobilité de 1,05 $cm^2/V.s$, un coefficient de diffusion égal à $2,5.10^{-2}\ cm^2\ s^{-1}$, valeur qui est en désaccord avec les résultats d'ECKMANN d'une part et de CHAMBERLAIN et DYSON d'autre part.

Ceci n'exclut d'ailleurs pas la possibilité pour les ions de posséder plusieurs charges.

Considérons par exemple un ion primaire simplement chargé dont la mobilité est égale à 2 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$, s'il est doublement chargé sa mobilité est égale à 2,3 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$, triplement chargé elle est encore de 2,3 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$, s'il possède quatre charges sa mobilité devient égale à 2,25 $cm^2/V.s$. Si l'on augmente le nombre des charges, la mobilité tend vers une limite égale à 2,15 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$.

Ceci tient au fait que la fonction 3/16 Y passe par un maximum (figure 6) pour des valeurs de μ voisines de celle qui correspond à l'ion primaire, puis tend vers 0,51 lorsque μ augmente indéfiniment.

On ne peut ainsi déterminer si les ions primaires dont nous avons mesuré la mobilité, possèdent plusieurs charges ou non.

2 - LES PETITS IONS SECONDAIRES RADIOACTIFS

Leur mobilité k_r doit se déduire de celle des petits ions de l'air de mobilité $1,4\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ par la loi des masses. On obtient alors :

$$k_r \simeq 1,1\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$$

résultat en bon accord avec nos expériences.

En effet, les divers expérimentateurs qui ont mesuré la mobilité k_s des petits ions secondaires positifs de l'air, ont en fait déterminé la fonction $k^2\ f(k)$, le maximum de cette fonction étant obtenu pour k_s.

Si l'on construit $k^2\ f(k)$ pour les petits ions radioactifs, on s'aperçoit que cette fonction présente un maximum pour $k \simeq 1,1\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$.

CONCLUSION

Nous avons montré que les petits ions radioactifs négatifs sont en quantité négligeable par rapport aux petits ions radioactifs positifs, que ces derniers sont à l'état monoatomique, et qu'à la naissance leur mobilité est égale à 2,1 $cm^2 V^{-1} s^{-1}$, ceci pendant un temps moyen de 0,4 seconde. Ils se trouvent ensuite à l'état d'agglomérats dont la mobilité est comprise entre 0,3 $cm^2 V^{-1} s^{-1}$ et 1,1 $cm^2 V^{-1} s^{-1}$, ces agglomérats ne possédant qu'un seul atome radioactif.

Enfin, ces résultats sont en bon accord avec ceux donnés par la théorie de LANGEVIN.

BIBLIOGRAPHIE

(1) LOEB L.B. - Basic Process of Gaseous Electronics, Univ. of California Press, Berkeley & Los Angeles, 1961

(2) RENOUX A. - Thèses, Paris, 1965

(3) MADELAINE G. - Mémoire C.N.A.M., Paris, 1963

(4) ERIKSON H.A. - Physical Review, Second series, XX, 2, 1922, p. 117-126

(5) YUNKER E.A. - Terrestrial Magnetism, 45, 2, 1940 p. 127-132

(6) FONTAN J. - Thèses, Toulouse, 1964

(7) BRICARD J., PRADEL J., RENOUX A. - Geofisica pura e applicata, 50, III, 1961, p. 235-242

(8) BRICARD J., GIROD P., PRADEL J. - Le Journal de Physique Appliquée, 26, 1965, p. 141 A-147 A

(9) BRICARD J. - Journée de l'Electronique et Radioactivité de l'Air, Toulouse, 1965

(10) MADELAINE G. - Note C.E.A. en cours de publication

(11) LANGEVIN P. - Ann. Chim. Phys., 1905, p. 245

(12) ECKMANN - Jb Radioakt u Electronik, 9, 1912, p. 157

(13) CHAMBERLAIN A.C., DYSON E.D. - British Journal of Radiology, 29, 1956, p. 317

Je remercie Madame Christiane IGEL qui a réalisé la composition et la mise en page de cette thèse.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"FORMATIONS D'AGGLOMERATS DANS LES GAZ"

Vu et approuvé :

Paris, le 23 novembre 1965

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

Jean ROCHE